N° D'ORDRE : 6

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

(SPÉCIALITÉ : MÉTROLOGIE)

par

Michel DÈCAILLIOT

Licencié ès-Sciences

SPECTROMÈTRE SYMÉTRIQUE POUR L'OBSERVATION DE LA DISPERSION PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE

Soutenue le 26 Février 1959, devant la Commission d'Examen

MM. **P. M. DUFFIEUX** — Président

F. CHATELET, **P. MESNAGE** — Examinateurs

N° D'ORDRE : 6

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

(SPÉCIALITÉ : MÉTROLOGIE)

par

Michel DÈCAILLIOT

Licencié ès-Sciences

SPECTROMÈTRE SYMÉTRIQUE POUR L'OBSERVATION DE LA DISPERSION PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE

Soutenue le 26 Février 1959, devant la Commission d'Examen

MM. **P. M. DUFFIEUX** — Président

F. CHATELET, **P. MESNAGE** — Examinateurs

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

UNIVERSITE DE BESANCON
FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. GLANDEAUD

Professeurs honoraires : MM. BAILLAUD-JOANNIS-TOURNEUX-TRILLAT
VINCENSINI

Maître de conférences honoraire : M. GRANIER

Doyen : M. JACQUEMAIN		L.H.-C.G.-O.I.	Chimie appliquée
Assesseur : M. MESNAGE		O.I.	Chronométrie

Professeurs :

MM.	CHATELET F.	O.A.	Calcul différentiel et intégral
	CROISOT R.	P.A.	Méthodes Mathématiques de la Physique
	DREYFUSS M.	O.A.	Géologie et Minéralogie
	DUFFIEUX M.	L.H.-O.I.-M.A.	Physique
	JULLIEN A.	O.L.H.-C.G.-M.M.-O.I.	Zoologie
	PERROT R.	O.I.	Chimie Générale
	QUANTIN A.	O.A.	Botanique
	THIRY Y.	P.A.	Mécanique
	TRONCHET A.	O.I.	Botanique
	THEOBALD N.	L.H.-O.A.	Géologie

Chargé d'Enseignement :

	DELHAYE J.	Astronomie

Maîtres de conférences :

	BERNARD J.	Chimie-Physique
	CAIRE A.	Géologie
	CHALEAT R.	Chronométrie
	CHAMPIER G.	Physique
Mlle	DU MARACHE J.	Physique
	PHAM-MAU-QUAN	Mathématiques
	RIGAL J.-L.	Mathématiques
	RIPPLINGER J.	Zoologie
	UEBERSFELD J.	Physique

Secrétaire :

ROUQUAIROL R.

INTRODUCTION

Le phénomène de résonance paramagnétique se produit lorsque l'on soumet un corps paramagnétique à deux champs magnétiques, l'un continu H, l'autre H_1 alternatif de fréquence ν perpendiculaire à H, ν et H étant lié par la relation

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} H$$

γ rapport gyromagnétique de la substance paramagnétique. Si le champ H_1 est produit par une cavité résonante (ondes centimétriques) excitée par un oscillateur (klystron), la résonance se traduit par une variation du coefficient de surtension et une variation de la fréquence de résonance de la cavité ; ces variations traduisent respectivement l'absorption et la dispersion. Il est bien connu que la dispersion est toujours plus difficile à observer que l'absorption car toute variation accidentelle de fréquence de la source est détectée en même temps que le signal de dispersion. L'étude de la dispersion est souvent recommandée du point de vue théorique (le signal de dispersion ne disparaissant pas par suite du phénomène de saturation alors que l'absorption disparaît pour des champs très intenses); nous avons cherché un dispositif permettant l'observation de la dispersion sans être gêné par les fluctuations de fréquence de l'oscillateur. Nous avons réglé un spectromètre entièrement symétrique dans lequel les variations de fréquence de l'oscillateur principal sont éliminées. L'instrument de base est un pont U.H.F. Nous allons donc étudier du point de vue théorique et expérimental le comportement d'un pont comportant 2 cavités. Puis nous tirerons les conclusions pratiques de notre étude pour l'étude de la résonance paramagnétique électronique.

CHAPITRE I

ETUDE THEORIQUE D'UN PONT U.H.F. à DEUX CAVITES

Le dispositif expérimental dont nous entreprenons l'étude dans ce chapitre comprend essentiellement un Te hybride dont les bras latéraux(numérotés 1 et 2) prolongés par des lignes d'égale longueur sont fermés par des cavités (numérotées 1 et 2 également). La puissance U.H.F. (hyperfréquence) est couplée dans le bras E (numéro 3) et prélevée dans le bras H(numéro 4). Nous supposerons pour la suite que le klystron générateur et le cristal détecteur sont adaptés.

I. - Calcul de la puissance détectée

Tout circuit U.H.F. admet un circuit B.F. qui lui est équivalent, c'est-à-dire sur lequel on peut prévoir et calculer les phénomènes électromagnétiques U.H.F. au moyen des constantes des circuits B.F. ; le circuit équivalent à un Te relié à 4 lignes est un ensemble de 4 transformateurs idéaux, le circuit équivalent à une cavité couplée à un guide est un circuit résonant série (R, L, C) communiquant avec la ligne par l'intermédiaire d'un transformateur idéal. Considérons le Te comme un octopole opérant sur les vecteurs E et H des transformations linéaires. Soient E_1, E_2, E_3, E_4 l'amplitude électrique de l'onde de chaque bras se dirigeant vers le Te.

$$E_1 = r_{11}e_1 + r_{12}e_2 + r_{13}e_3 + r_{14}e_4$$
$$E_2 = r_{21}e_1 + r_{22}e_2 + r_{23}e_3 + r_{24}e_4$$
$$E_3 = r_{31}e_1 + r_{32}e_2 + r_{33}e_3 + r_{34}e_4$$
$$E_4 = r_{41}e_1 * r_{42}e_2 + r_{43}e_3 + r_{44}e_4$$

On a par symétrie :

$$r_{11} = r_{22} \qquad r_{13} = -r_{23} \qquad r_{14} = r_{24}$$

et par réciprocité :

$$r_{ij} = r_{ji}$$

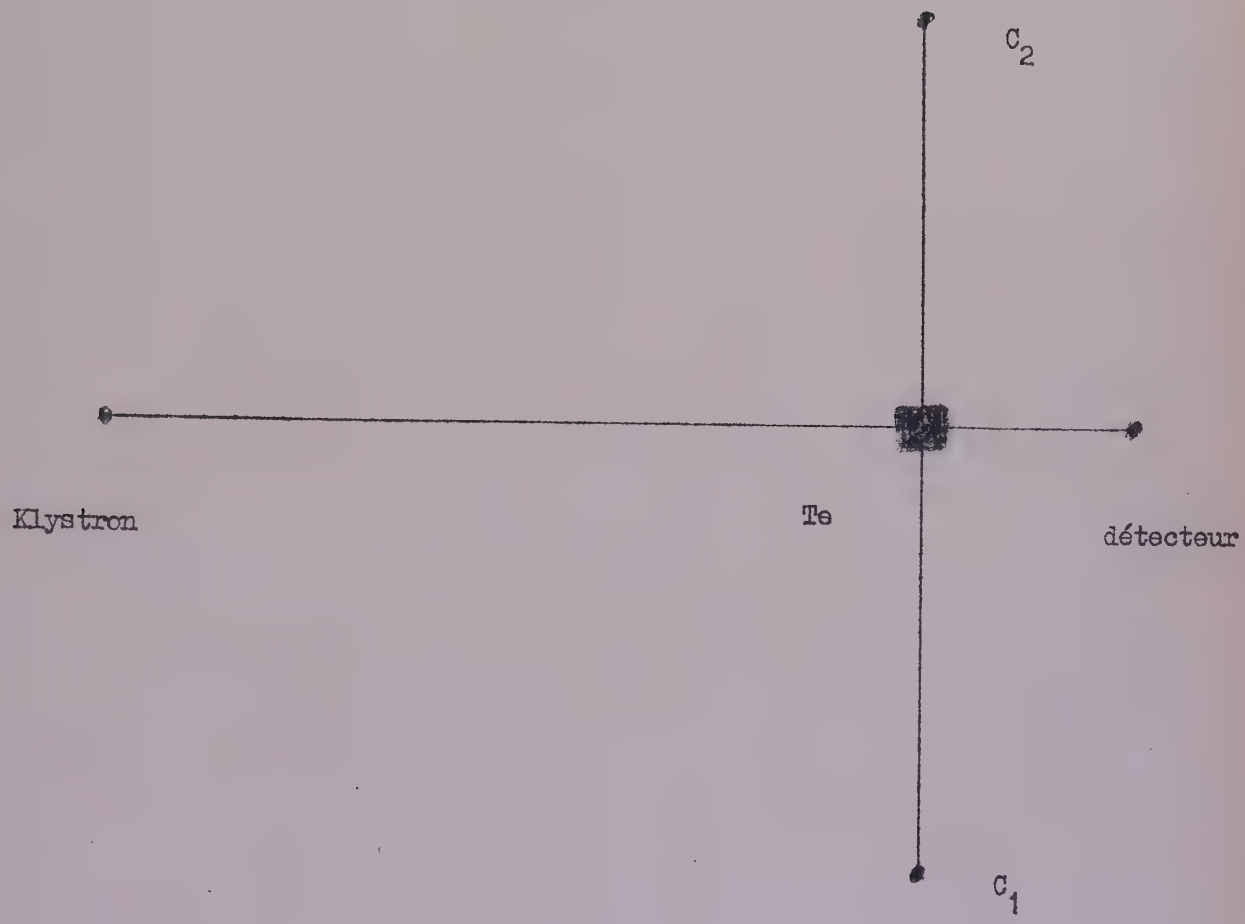


Schéma du pont H.H.F. (fig. 1)

On montre d'autre part que

$$r_{34} = 0$$

La matrice de répartition R du Te s'écrit par conséquent

$$R = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} \\ r_{12} & r_{11} & -r_{13} & r_{14} \\ r_{13} & -r_{13} & r_{33} & 0 \\ r_{14} & r_{14} & 0 & r_{44} \end{bmatrix}$$

Si Γ_1 et Γ_2 sont les coefficients de réflexion des cavités, on a les relations

$$e_1 = \Gamma_1 E_1 \qquad e_2 = \Gamma_2 E_2$$

Par ailleurs $e_4 = 0$ (détecteur adapté) et nous poserons $e_3 = E$ (champ électriques fourni par le générateur). Compte tenu de ce qui précède, il vient :

$$\begin{aligned} E_1 &= r_{11}\Gamma_1 E_1 + r_{12}\Gamma_2 E_2 + r_{13} E \\ E_2 &= r_{12}\Gamma_1 E_1 + r_{11}\Gamma_2 E_2 - r_{13} E \\ E_3 &= r_{13}\Gamma_1 E_1 - r_{13}\Gamma_2 E_2 + r_{33} E \\ E_4 &= r_{14}\,(\Gamma_1 E_1 + \Gamma_2 E_2) \end{aligned}$$

On tire de ce système :

$$E_1 = \frac{1 - r_{12}\Gamma_2 - r_{11}\Gamma_2}{(1 - r_{11}\Gamma_1)(1 - r_{11}\Gamma_2) - r_{12}^2\Gamma_1\Gamma_2}\, r_{13} E$$

$$E_2 = \frac{-1 + r_{12}\Gamma_1 + r_{11}\Gamma_1}{(1 - r_{11}\Gamma_1)(1 - r_{11}\Gamma_2) - r_{12}^2\Gamma_1\Gamma_2}\, r_{13} E$$

L'amplitude de l'onde électrique dans le bras du détecteur a donc pour expression :

$$E_4 = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{(1-r_{11}\Gamma_1)(1-r_{11}\Gamma_2)-r_{12}^2\Gamma_1\Gamma_2} r_{13}r_{14}E$$

Nous faisons les approximations (justifiées par les ordres de grandeur pratiques) :

$$1-r_{11}\Gamma_1 \vee 1 \qquad 1-r_{11}\Gamma_2 \vee 1 \qquad 1-r_{12}^2\Gamma_1\Gamma_2 \vee 1$$

si bien que

$$E_4 = r_{13}r_{14}(\Gamma_1 - \Gamma_2)E$$

On détecte soit $|E_4|$ (détection linéaire), soit $E_4 . E_4^*$ (détection quadratique).

Pour achever le calcul, considérons le circuit résonant série (R, L, C) et le transformateur parfait de rapport n constituant le circuit équivalent à une cavité couplée à un guide (fig.2). L'impédance de la cavité s'écrit :

$$Z = R + j(\omega L - \frac{1}{C\omega})$$

Soit ω_o la pulsation de résonance, Q_0 le coefficient de surtension à vide de la cavité :

$$L\omega_o = \frac{1}{C\omega_o} \qquad Q_0 = \frac{L\omega_o}{R}$$

Posons :

$$\omega = \omega_o(1 + y)$$

y étant petit devant 1. Z s'écrit dans ces conditions

$$Z = R\,(1 + 2jQ_0y)$$

Nous écrirons l'impédance Z_1 de la cavité C_1 sous la forme

$$Z_1 = R_1 (1 + 2jQ_1y_1)$$

et celle Z_2 de la cavité C_2

$$Z_2 = R_2 (1 + 2jQ_2y_2)$$

Ces impédances ramenées au primaire du transformateur (fig.2) s'écrivent $\frac{Z_2}{n^2}$; on a

$$\Gamma = \frac{Z - n^2Z_0}{Z + n^2Z_0}$$

Posons

$$\alpha = \frac{n^2Z_0}{R}$$

α est proportionnel à n^2 et renseigne sur le couplage de la cavité au guide ; c'est le coefficient de couplage ; il vient

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \alpha_1 + 2jQ_1y_1}{1 + \alpha_1 + 2jQ_1y_1}$$

$$\Gamma_2 = \frac{1 - \alpha_2 + 2jQ_2y_2}{1 + \alpha_2 + 2jQ_2y_2}$$

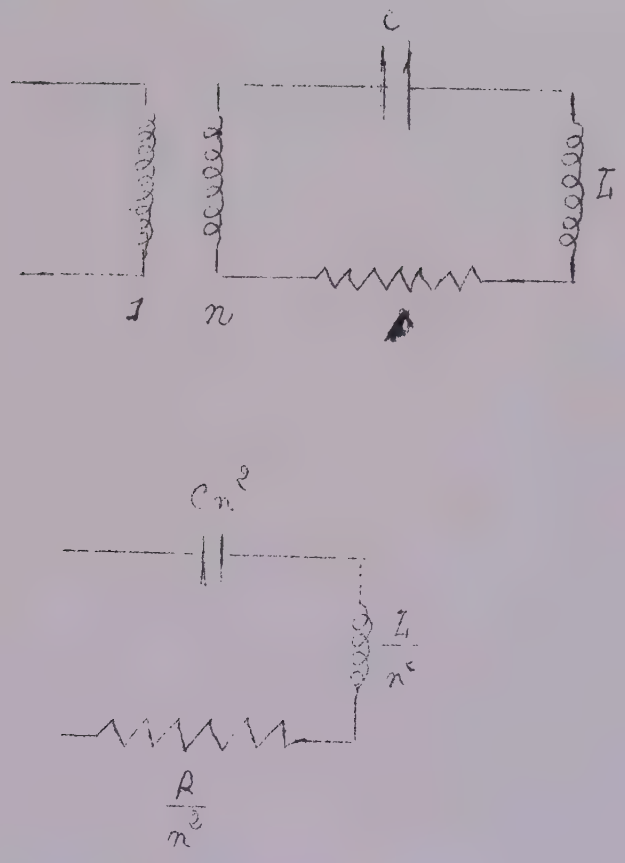
soit :

$$E_4 \cdot E_4^* = \frac{4r_{13}^2 \cdot r_{14}^2 \left[(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 4(\alpha_2Q_1y_1 - \alpha_1Q_2y_2)^2 \right]}{\left[(1 + \alpha_1)^2 + 4Q_1^2y_1^2 \right] \left[(1 + \alpha_2)^2 + 4Q_2^2y_2^2 \right]} |E|^2$$

2. - Analyse du fonctionnement du pont

Expérimentalement on peut obtenir sur l'écran d'un oscilloscope la courbe $\sqrt{U} = f(\omega)$

$$U = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (2\alpha_2Q_1y_1 - 2\alpha_1Q_2y_2)^2}{\left[(1 + \alpha_1)^2 + 4Q_1^2y_1^2 \right] \left[(1 + \alpha_2)^2 + 4Q_2^2y_2^2 \right]}$$



Circuits équivalents aux cavités (fig.2)

Le signal étant appliqué sur les plaques de déflexion verticale de l'oscilloscope, on module la tension du réflecteur du klystron par une tension en dents de scie que l'on applique aux plaques de déflexion horizontale de l'oscilloscope : il apparaît sur l'écran la courbe $\sqrt{U}$ fonction de la fréquence émise par le klystron ou plutôt une quantité proportionnelle à $\sqrt{U}$, étant supposé que le cristal détecte $|E_4 . E_4^*|$. Nous verrons qu'il est du plus grand intérêt de prévoir les variations de cette fonction, c'est pourquoi nous nous proposons d'en faire l'étude mathématique. Il est indispensable avant tout de procéder à des changements de variables afin de bien distinguer les variations de la fréquence du klystron des variations des fréquences de résonance des cavités; posons à cet effet :

$$x_1 = 2Q_1 y_1 = 2Q_1 \frac{\omega - \omega_{01}}{\omega_{0_1}} \qquad x_2 = 2Q_2 y_2 = 2Q_2 \frac{\omega - \omega_{02}}{\omega_{02}}$$

On peut toujours trouver une pulsation moyenne ω_0 telle que

$$\omega_{01} = \omega_0 - \delta \qquad \omega_{02} = \omega_0 + \delta$$

d'où il vient

$$y_1 = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} + \frac{\delta}{\omega_0}$$

$$y_2 = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} - \frac{\delta}{\omega_0}$$

Si nous posons

$$x = 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \qquad \Delta = 2Q \frac{\delta}{\omega_0}$$

en supposant

$$Q_1 = Q_2 = Q$$

On aura

$$x_1 = x + \Delta \qquad x_2 = x - \Delta$$

U s'écrit dans ces conditions :

$$U = \alpha^2 \frac{(m-1)^2 + \left[x(m-1) + \Delta(m+1)\right]^2}{\left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]}$$

avec

$$\alpha_2 = m\,\alpha_1 \qquad (m > 0)$$

Dans l'étude que nous allons faire, x est la variable, Δ , α , et m sont des paramètres.

A. - ETUDE DE CAS PARTICULIERS

-Cas où l'une des cavité est une charge adaptée

Supposons qu'à la cavité C_2 par exemple on substitue une charge adaptée, c'est-à-dire une charge de coefficient de réflexion nul ; le calcul que nous avons fait de la puissance détectée est encore valable à condition de faire, dans la première expression de U

$$Y_2 = 0 \qquad \alpha_2 = I$$

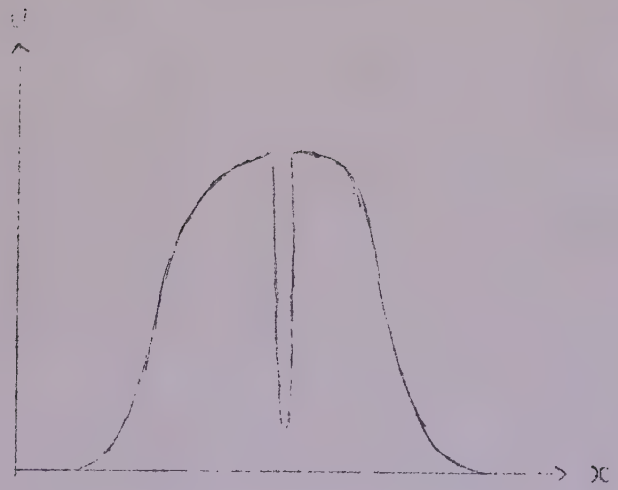
On a alors :

$$U = \frac{(1-\alpha)^2 + x^2}{4\left[(1+\alpha)^2 + x^2\right]}$$

La représentation de U est la courbe de résonance de la cavité analogue à la courbe de résonance d'un circuit B.F. (R.L.C.) (fig. 3a) ; en réalité cette courbe est prise dans la courbe de mode du klystron, c'est-à-dire la courbe représentant la puissance débitée par le klystron en fonction de la fréquence émise par celui-ci (fig. 3b).

Courbe de résonance $U = f(x)$ d'une cavité

(fig. 3 a)



Courbe de résonance d'une cavité dans le mode du klystron

(fig. 3 b)

- Cas où les cavités sont identiques

On a alors $m = 1$

$$U = \frac{4\alpha^2\Delta^2}{\left[(1+\alpha)^2+(x+\Delta)^2\right]\left[(1+\alpha)^2+(x-\Delta)^2\right]}$$

$$U' = \frac{-16\,\alpha^2\Delta^2 x\left[x^2+(1+\alpha)^2-\Delta^2\right]}{\left\{\left[(1+\alpha)^2+(x+\Delta)^2\right]\left[(1+\alpha)^2+(x-\Delta)^2\right]\right\}^2}$$

$(1+\alpha)^2 - \Delta^2 > 0$

x	$-\infty$		0		$+\infty$
U'	0	+		−	0
U	0	↗	M	↘	0

$(1+\alpha)^2 - \Delta^2 < 0$

x	$-\infty$		x'		0		x''		$+\infty$
U'	0	+	0	−	0	+	0	−	0
U	0	↗	M_1	↘	M	↗	M_2	↘	0

avec

$$x' = -\left[\Delta^2 - (1+\alpha)^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad x'' = \left[\Delta^2 - (1+\alpha)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$M_1 = U(x') \qquad M = \frac{4\alpha^2\Delta^2}{\left[(1+\alpha)^2+\Delta^2\right]^2} \qquad M_2 = U(x'')$$

$(1+\alpha)^2 - \Delta^2 > 0$

Fig. 4a

$(1+\gamma)^2 - \Delta^2 < 0$

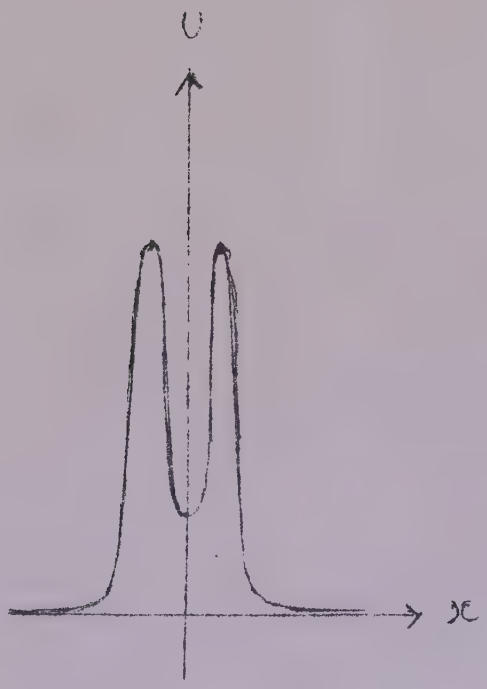


Fig. 4b

Cas des cavités identiques

Nous avons représenté fig. 4a et 4b les variations de U en fonction de celles de x. Notons que sur l'écran de l'oscilloscope cette courbe est légèrement déformée par la courbe de mode du klystron qui a pour effet de diminuer M_1 et M_2 par rapport à M et d'annuler plus rapidement U.

-Cas où les cavités sont accordées sur la même fréquence

Ceci se traduit par $\Delta = 0$

$$U = \alpha^2 \frac{(m-1)^2(1+x^2)}{\left[(1+\alpha)^2+x^2\right]\left[(1+m\alpha)^2+x^2\right]}$$

$$U' = \alpha^2 \frac{2(m-1)^2 x \left[-x^4 - 2x^2 + (1+\alpha)^2(1+m\alpha)^2 - (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2\right]}{\left\{\left[(1+\alpha)^2+x^2\right]\left[(1+m\alpha)^2+x^2\right]\right\}^2}$$

U' s'annule pour

$$x = 0 \quad \text{et} \quad -x^4 - 2x^2 + (1+\alpha)^2(1+m\alpha)^2 - (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2 = 0$$

Le discriminant réduit de cette équation s'écrit :

$$m\alpha^2(m\alpha^2 + 2m\alpha + 2\alpha + 4)$$

Il est toujours positif ; on a

$$x^2 = -1 + \alpha\left[m(m\alpha^2 + 2m\alpha + 2\alpha + 4)\right]^{\frac{1}{2}}$$

si

$$m\alpha^2(m\alpha^2 + 2m\alpha + 2\alpha + 4) > 1$$

pour

$$m > \frac{(1+\alpha)\left[\alpha(\alpha+2)\right]^{\frac{1}{2}} - \alpha(\alpha+2)}{\alpha^2(\alpha+2)}$$

Nous considèrons donc deux cas suivant que m ne vérifie pas ou vérifie cette condition

x	$-\infty$		0		$+\infty$
U'	0	+	0	-	0
U	0	↗	M	↘	0

x	$-\infty$		x'		0		x''		$+\infty$
U'	0	+	0	-	0	+	0	-	0
U	0	↗	M_1	↘	M	↗	M_2	↘	0

Les courbes de variation sont semblables à celles du cas de deux cavités identiques ; nous ne les reproduirons pas.

B. - CAS GENERAL

Revenons à l'expression générale de U ; sa dérivée par rapport à x est une équation du 5e degré

$$U' = \frac{2\alpha^2 u'}{\left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]^2 \left[(1+m\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]^2}$$

$$\begin{aligned} u' = & -x^5(m-1)^2 + .. \\ & -3x^4\Delta(m^2-1) + .. \\ & -2x^3\left[(m-1)^2 + \Delta^2(m+1)^2\right] + .. \\ & +2x^2\Delta(m-1)\left[\Delta^2(m+1) - m(1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2\right] + .. \\ & +x\Big\{(m-1)^2\left[(1+\alpha)^2(1+m\alpha)^2 - (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2\right] + 2\Delta^2\left[(m-1)^2 - 2m(1+\alpha)^2 - 2m(1+m\alpha)^2\right] + \\ & \qquad \Delta^4\left[(m-1)^2 + 2(m+1)^2\right]\Big\} + \ldots \\ & + \Delta(m^2-1)\left[(1+\alpha)^2(1+m\alpha)^2 + (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2 + 2\Delta^2(1-m\alpha^2) + \Delta^4\right] \end{aligned}$$

Cette équation est toujours du 5e degré sauf pour m = 1 : dans ce cas elle s'abaisse au troisième degré ; d'ailleurs, d'après la nature physique du problème étudié, cette équation est forcément de degré impaire. Les termes paires contiennent Δ en facteur si bien que x = 0 est racine de U' dans le cas particulier $\Delta = 0$. Le terme constant s'annule encore dans le cas m = 1 et pour H = 0

$$H = (1+\alpha)^2\,(1-m\alpha)^2 + (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2 + 2\Delta^2(1-m\alpha^2)+\Delta^4$$

Le discriminant réduit de cette équation du 2e degré en Δ^2 s'écrit

$$-2\alpha(m\alpha+1)\,(m\alpha+\alpha+2)$$

quantité négative ; par conséquent H est positif et x = 0 peut être un extrémum de U que dans les cas particuliers vus plus haut.
On peut tenter de faire une étude générale des variations de U et pour cela calculer les dérivées successives de u

$$u^{(2)} = -5x^4(m-1)^2-12x^3\Delta\,(m^2-1)-6x^2\left[(m-1)^2+\Delta^2(m+1)^2\right]+4x\Delta(m-1)\left[\Delta^2(m+1)-m(1+\alpha)^2-(1+m\alpha)^2\right]+(m-1)^2\left[(1+\alpha)^2(1+m\alpha)^2-(1+\alpha)^2-(1+m\alpha)^2\right]+2\Delta^2\left[(m-1)^2-2m(1+\alpha)^2-2m(1+m\alpha)^2\right]+\Delta^4\left[(m-1)^2+2(m+1)^2\right]$$

$$u^{(3)} = 4\left\{-5x^3(m-1)^2-9x^2\Delta\,(m^2-1)-3x\left[(m-1)^2+\Delta^2(m+1)^2\right]+\Delta(m-1)\left[\Delta^2(m+1)-m(1+\alpha)^2-(1+m\alpha)^2\right]\right\}$$

$$u^{(4)} = -12\left\{5x^2(m-1)^2+6x\,\Delta(m^2-1)+\left[(m-1)^2+\Delta^2(m+1)^2\right]\right\}$$

Cette façon d'étudier le cas général, on le voit, n'est pas simple ; nous opérerons plus simplement en posant

$$U = \alpha^2\,\frac{f}{g_1}$$

$$f = (m-1)^2 + \left[x(m-1) + \Delta\,(m+1)\right]^2$$

$$g_1 = \left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]\left[(1+m\alpha)^2+(x-\Delta)^2\right]$$

Etudions les variations de f et de $g = \frac{1}{g_1}$

f est une parabole dont le minimum est obtenu pour

$$x = -\Delta \frac{m+1}{m-1}$$

g admet pour dérivée

$$g' = 2\,\frac{-2x^3 + x\left[2\Delta^2 - (1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2\right] + \Delta\left[(1+\alpha)^2 - (1+m\alpha)^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2+(x+\Delta)^2\right]^2\left[(1+m\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]^2}$$

Le numérateur de g' peut se mettre sous la forme $x^3 + px + q$. $g' = 0$ admet une ou trois racines suivant que $4p + 27q^2$ est positif ou négatif.

$$4p^3 + 27q^2 = \frac{1}{2}\left[(1+\alpha)^2 + (1+m\alpha)^2 - 2\Delta^2\right]^3 + \frac{27}{4}\Delta^2\left[(1+m\alpha)^2 - (1+\alpha)^2\right]^2$$

Cette quantité est certainement positive pour

$$2\Delta^2 < (1+\alpha)^2 + (1+m\alpha)^2$$

c'est-à-dire pour des valeurs relativement faibles de Δ . Elle est certainement négative pour des valeurs relativement grandes de Δ . On vérifie aisément que la ou les racines de g' sont toujours comprises entre $-\Delta$ et $+\Delta$. Par conséquent, suivant le cas, g présente un ou deux maxima situés entre les droites $x = -\Delta$ et $x = +\Delta$; c'est ce que représentent les courbes des fig. 5a et 5b ; on y a également dessiné la parabole f .

La parabole est d'autant plus aigüe que m est différent de 1 ; pour $m = 1$ elle est une droite.

Nous dirons en première approximation que la courbe g admet tantôt un maximum obtenu pour $x = 0$ et dont la valeur est

$$\frac{1}{\left[(1+\alpha)^2 + \Delta^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + \Delta^2\right]}$$

tantôt un minimum obtenu pour $x = 0$ et deux maxima obtenus pour $x = \pm\Delta$ et dont les valeurs sont

$$\frac{1}{\left[(1+\alpha)^2 + 4\Delta^2\right](1+m\alpha)^2} \qquad \frac{1}{(1+\alpha)^2\left[(1+m\alpha)^2 + 4\Delta^2\right]}$$

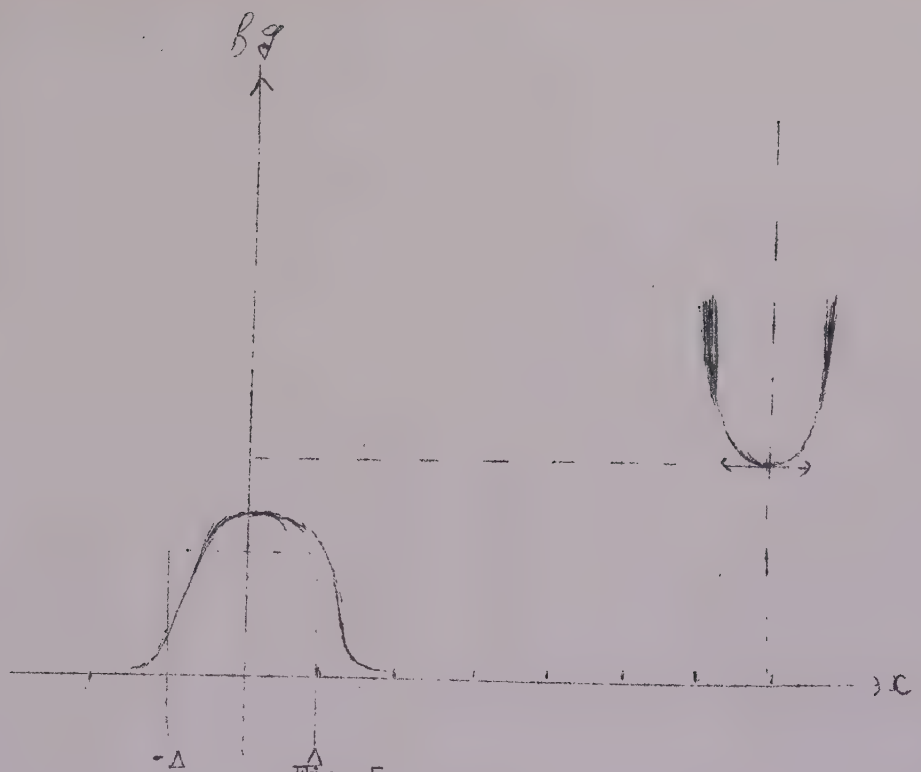


Fig. 5a

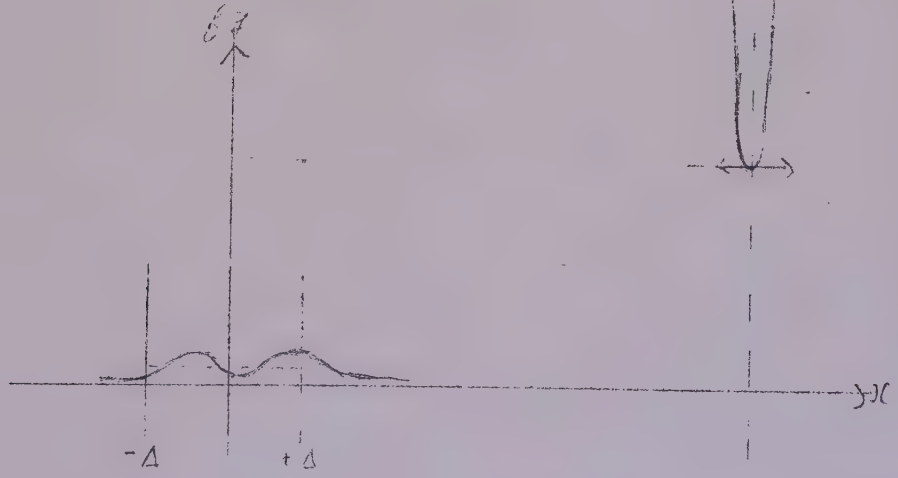


Fig. 5b

Lorsque l'on augmente Δ le minimum de g varie comme Δ^{-4} alors que les maxima varient comme Δ^{-2}. Les courbes f et g ont été tracées pour $m = \frac{3}{4}$ avec dans un cas $\Delta = 1$ et dans l'autre cas $\Delta = 3$.
U est égal à f.g. Pour prévoir l'allure de sa courbe représentative faisons varier m continuement à partir de la valeur 1. Lorsque m = 1, U épouse la forme de g : on retrouve bien les conclusions d'un précédent paragraphe ; plaçons-nous, pour suivre les données graphiques, dans le cas où Δ est positif et où m est plus petit que I. Lorsque m varie de 1 à 0, la parabole devient de plus en plus pointue et se déplace dans le demi-plan x $(+\infty, \Delta)$; g ne se déforme que très peu. Aux courbes de la figure 5a correspond pour U la courbe de la figure 6a, aux courbes de la figures 5b correspond pour U la courbe de variation de la figure 6b ; si dans le cas b on augmente la valeur de Δ, le minimum de U se creuse et les maxima de U correspondant aux pics de résonance de chacune des cavités.

On aboutirait à des conclusions analogues pour m plus grand que 1 ou si l'on considérait Δ négatif.

Cette étude nous montre que, dans le cas général, il existe des valeurs de x pour lesquelles les variations, en fonction de la fréquence émise, de la puissance U.H.F. qui arrive au cristal détecteur sont du second ordre.

3. - Les raisons de cette étude

Comme nous l'avons dit dans l'introduction, le but recherché est la réduction du bruit de la source dans un signal de résonance paramagnétique électronique, par des moyens mécaniques, ou, si l'on préfère, de symétrie de construction.

A. - Les bruits de la source

Dans un klystron réflexe, la puissance de sortie P ($= E.E^*$) aussi bien que la fréquence émise f sont des fonctions de la tension du réflecteur V_r. On a représenté graphiquement ces fonctions fig.7a et 7b pour un klystron 2K25.
Toute variation aléatoire de V_r (provenant d'une variation aléatoire de la tension du secteur) produit une variation aléatoire de P et de f soit ΔP pour la première (bruit en amplitude) et Δx pour la seconde (bruit de fréquence). En règlant si nécessaire V_r, on peut toujours amener le klystron à débiter, à la fréquence que l'on a choisie, au sommet d'un mode : les ΔP sont du second par rapport aux V_r. Il n'en va pas de même pour les variations de f : la pente de la tengente à la courbe représentative fig. 7b n'est jamais nulle. Au sommet d'un mode c'est Δx qui se révèle le plus gênant et c'est lui que nous allons nous efforcer de réduire mais par des moyens autres que ceux de l'électronique (filtrage des tensions par exemple).

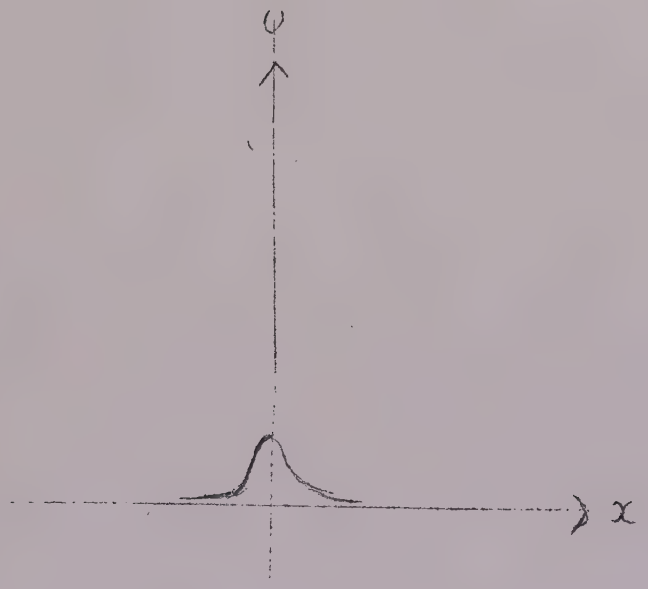


Figure 6a

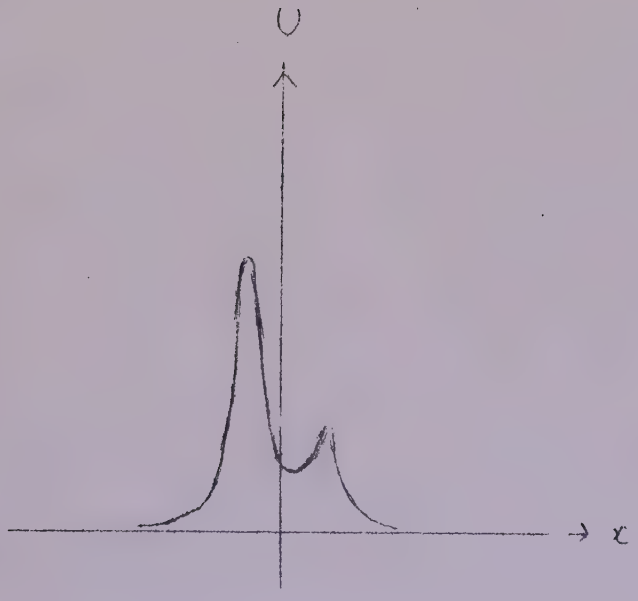


Figure 6b

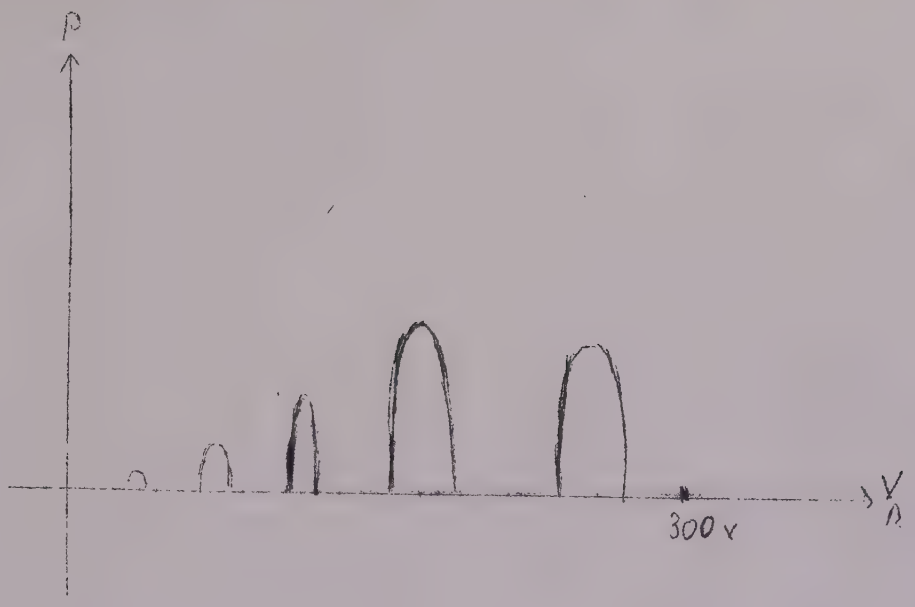


Figure 7a

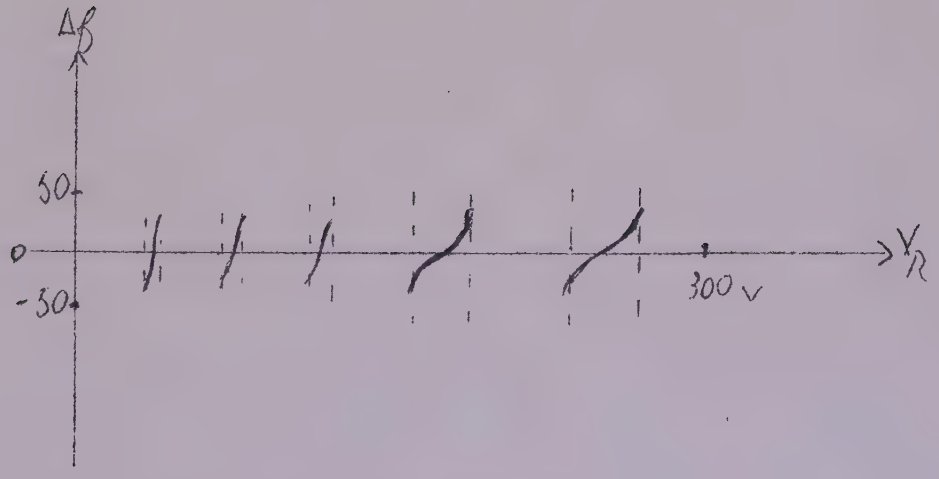


Figure 7b

B. Le pont comme élément du spectromètre

Supposons que l'une des cavités, C_1 par exemple, soit le siège d'un phénomène de résonance paramagnétique. Soit χ la susceptibilité magnétique réduite de la substance paramagnétique introduite dans la cavité.
On écrit

$$\chi = \chi' - j\chi''$$

χ' est appelé dispersion. χ'' est appelé absorption par unité de volume.
La résonance paramagnétique introduit une impédance supplémentaire égale à $4\pi j\omega L_s \chi$, L_s étant un certain coefficient de self-induction.

L'impédance de C_1 s'écrit

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1 + 4\pi j\omega L_s \chi$$

Posons :

$$k = 4\pi \frac{L_s}{L_1}$$

k, appelé coefficient de remplissage, renseigne sur l'intensité de l'effet produit par la substance introduite ; il vient

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1 (1+k\chi) = R_1 + \omega L_1 k \chi'' + j\omega L_1 (1+k\chi')$$

La résistance R_1 est augmentée de $\Delta R = L_1 k \chi''$ et le coefficient de self-induction de $\Delta L = L_1 k \chi'$

Q_1 étant le coefficient de surtension de la cavité, ν_1 la pulsation de résonance, on a immédiatement

$$\Delta\left(\frac{1}{Q_1}\right) = \frac{\Delta R}{\omega L_1} = k\chi''$$

$$-\frac{\Delta \nu_1}{\nu_1} = \frac{1}{2}\frac{\Delta L_1}{L_1} = \frac{k}{2}\chi'$$

La résonance paramagnétique se traduit donc par une variation du coefficient de surtension et par une variation de la fréquence de résonance de la cavité. Pour les faibles paramagnétiques, on peut toujours négliger les puissances d'ordre supérieur à I des quantités $\frac{1}{Q_1}$ et $\frac{\Delta \nu_1}{\nu_1}$

et écrire par conséquent

$$dU = \frac{\partial U}{\partial u}\,du + \frac{\partial U}{\partial y}\,dy$$

avec

$$u = \frac{1}{Q_1} \qquad y = y_1 = \frac{y - y_1}{y_1}$$

u variant avec R_1 et y avec L_1. U s'écrit dans ces conditions

$$y_1 = y \qquad U = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (2\alpha_2 Q_1 y - 2\alpha_1 Q_2 y_2)^2}{\left[(1+\alpha_1)^2 + 4Q_1^2 y^2\right]\left[(1+\alpha_2)^2 + 4Q_2^2 y_2^2\right]}$$

$$u = \frac{1}{Q_1} \qquad U = \frac{(\alpha_2 u - h)^2 + (2\alpha_2 y_1 - 2hQ_2 y_2)^2}{\left[(u+h)^2 + 4y_1^2\right]\left[(1+\alpha_2)^2 + 4Q_2^2 y_2^2\right]}$$

$h = \frac{\alpha_1}{Q_1}$ étant indépendant de R ; il vient

$$V' = \frac{\partial U}{\partial y} = 4\alpha^2 Q\,\frac{m(mx_1 - x_2)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - x_1\left[(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

$$W' = \frac{U}{y} = 2\alpha^2 Q\,\frac{m(m-1)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - (1+\alpha)\left[(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

En présence de la résonance paramagnétique, il parvient au cristal une puissance U.H.F. proportionnelle à

$$S = U + dU$$

et comme

$$dy = -\frac{dQ_1}{Q_1} = \frac{k}{2}\chi' \qquad du = d\left(\frac{1}{Q_1}\right) = k\chi''$$

il parvient au cristal la puissance

$$S = U + VQk\chi' + WQk\chi''$$

V et W se déduisant respectivement de $\frac{V'}{2}$ et de W' par division par $Q_1 = Q$

Pour pouvoir observer χ' quel que soit χ'' on s'efforcera d'annuler W sans annuler V et inversement χ'' est observable quel que soit χ' lorsque V est nul sans que W le soit.

C. - Retour sur un système existant

Ordinairement la partie U.H.F. d'un spectromètre utilisant un Te se compose d'une seule cavité, le bras symétrique étant fermé sur une charge adaptée (on peut utiliser un coupleur directif ce qui constitue un système équivalent). Pour un tel appareillage

$$4S = \frac{(1-\delta)^2 + x^2}{(1+\delta)^2 + x^2} + \frac{8\delta x}{\left[(1+\delta)^2 + x^2\right]^2} Qk\chi' + \frac{4\delta(1-\delta^2-x^2)}{\left[(1+\delta)^2+x^2\right]^2} Qk\chi''$$

On observe l'absorption pour $x = 0$, on observe la dispersion pour $x^2 = 1-\delta^2$. Si l'on se reporte aux figures 3, on voit que le point $x = 0$ correspond à un minimum de la courbe $U(x)$ alors qu'en les points $x^2 = 1 - \delta^2$ les pentes des tangentes sont fortes ; pour cette raison le spectromètre, avec un tel appareillage doit être moins sensible lorsque l'on observe la dispersion que lorsque l'on observe l'absorption ; l'expérience effectivement confirme cette prévision. Mais il y a une autre raison et ceci nous amène à parler de la détection.

D. - Les méthodes de détection

Nous retiendrons comme appareillage de détection le simple cristal ou le détecteur superhétérodyne constitué par l'adjonction à un ou plusieurs cristaux détecteurs d'un oscillateur local. Quelle que soit la grandeur de la puissance U.H.F. du signal, on peut toujours utiliser un récepteur superhétérodyne comme détecteur, mais on est obligé de le faire lorsque la puissance est faible. Pour pouvoir utiliser un simple cristal comme appareil de détection linéaire, il est nécessaire que la puissance ait un certain niveau ; suivant que ce niveau est plus ou moins grand, on détecte soit linéairement, soit quadratiquement. Nous supposerons donc que lorsque U est assez grand, le signal détecté est proportionnel a $\sqrt{S}$ et que lorsque U est pratiquement nul on utilise un détecteur superhétérodyne.

E. - Buts recherchés dans cette étude

Il s'agit avant tout de mettre au point un appareillage permettant une meilleure observation de la dispersion que celle que l'on peut faire avec un spectromètre à une seule cavité. Nous nous efforcerons avant tout de réduire le bruit en fréquence en des points où la dispersion est observable sans mélange d'absorption. Ceci se traduit par :

$$W = 0 \quad V \neq 0 \qquad\qquad U'_x = 0$$

Le spectromètre en pont à deux cavités est-il susceptible à priori de remplir ces conditions ? Pour un tel système nous disposons de 4 variables indépendantes. Nous savons d'autre part que la deuxième condition peut être remplie. Un tel système a donc toutes les chances de réaliser ce que nous lui demandons. Le système idéal serait celui pour lequel on aurait :

$$W = 0 \quad V \neq 0 \qquad U = 0 \qquad U'_x = 0$$

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE D'UN SPECTROMETRE A DEUX CAVITES

Nous reprenons, au début de ce chapitre, le calcul de la puissance U.H.F. qui frappe le cristal détecteur dans un spectromètre en pont à deux cavités lorsqu'il y a résonance paramagnétique, quelle que soit la grandeur des paramagnétismes ; nous montrerons notamment que l'on retrouve bien les expressions déjà calculées lorsqu'il s'agit de faibles paramagnétismes. Nous recherchons ensuite quelles valeurs de m sont susceptibles de nous donner un appareillage ayant les qualités vues à la fin du chapitre précédent.

I. - Puissance U.H.F. du signal de résonance paramagnétique

Nous avons vu que celle-ci est donnée par

$$E_4 \cdot E_4^* = r_{13}^2 \, r_{14}^2 \, (\Gamma_1 - \Gamma_2)(\Gamma_1 - \Gamma_2)^* \, P$$

Il s'agit donc d'évaluer la différence $(\Gamma_1 - \Gamma_2)$ à partir de l'expression de :

$$\Gamma = \frac{Z - n^2 Z_o}{Z + n^2 Z_o}$$

C_1 étant encore la cavité où se produit le phénomène de résonance paramagnétique :

$$Z_1 = R_1(1 + 2jQy_1) + 4\pi j\omega L_s \times$$

et

$$Z_2 = R_2(1 + 2jQy_2)$$

soit en introduisant comme précédemment les notations α, m , x_1 , x_2 et la notation nouvelle

$$e = Qk\alpha \qquad e' = Qk\alpha' \qquad e'' = Qk\alpha''$$

d'où

$$e = e' - je''$$

il vient

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \alpha + jx_1 + je}{1 + \alpha + jx_1 + je} \qquad \Gamma_2 = \frac{1 - m\alpha + jx_2}{1 + m\alpha + jx_2}$$

On a :

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \alpha + jx_1 + j(e' - je'')}{1 + \alpha + jx_1 + j(e' - je'')}$$

$$= \frac{1 - \alpha + e'' + j(x_1 + e')}{1 + \alpha + e'' + j(x_1 + e')}$$

$$= \frac{[1 - \alpha + e'' + j(x_1 + e')][1 + \alpha + e'' - j(x_1 + e')]}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2}$$

$$= \frac{\{1 + e'' + [j(x_1 + e') - \alpha]\}\{1 + e'' - [j(x_1 + e') - \alpha]\}}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2}$$

$$1 = \frac{(1 + e'')^2 - [j(x_1 + e') - \alpha]^2}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2}$$

$$1 = \frac{(1 + e'')^2 + (x_1 + e')^2 - \alpha^2 + 2j\alpha(x_1 + e')}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2}$$

On obtient :

$$\Gamma_1 - \Gamma_2 = \frac{(1 + e'')^2 + (x_1 + e')^2 - \alpha^2 + 2j\alpha (x_1 + e')}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2} - \frac{1 + x_2^2 - m^2\alpha^2 + 2jm\alpha x_2}{(1 + m\alpha)^2 + x_2^2}$$

soit en séparant partie réelle et partie imaginaire

$$R(\Gamma_1 - \Gamma_2) = \frac{(1 + e'')^2 + (x_1 + e')^2 - \alpha^2}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2} - \frac{1 + x_2^2 - m^2\alpha^2}{(1 + m\alpha)^2 + x_2^2}$$

$$J(\Gamma_1 - \Gamma_2) = \frac{2\alpha (x_1 + e')}{(1 + \alpha + e'')^2 + (x_1 + e')^2} - \frac{2m\alpha x_2}{(1 + m\alpha)^2 + x_2^2}$$

Posons pour alléger l'écriture

$$1 + e'' = u_1$$

$$x_1 + e' = v_1$$

avec ces notations

$$u_2 = 1$$

$$v_2 = x_2$$

R et J s'écrivent :

$$R = \frac{u_1^2 - \alpha^2 + v_1^2}{(u_1 + \alpha)^2 + v_1^2} - \frac{1 - m^2\alpha^2 + v_2^2}{(1 + m\alpha)^2 - v_2^2}$$

$$J = \frac{2\alpha v_1}{(u_1 + \alpha)^2 + v_1^2} - \frac{2m\alpha v_2}{(1 + m\alpha)^2 + v_2^2}$$

soit après réduction au même dénominateur :

$$R = 2\lambda \frac{v_1^2 m(1 + m\alpha') - v_2^2(u_1 + \alpha') + (u_1 + \alpha)(1 + m\alpha')(mu_1 - 1)}{\left[(u_1+\alpha)^2 + v_1^2\right]\left[(1 + m\alpha')^2 + v_2^2\right]}$$

$$J = 2\lambda \frac{v_1\left[(1 + m\alpha')^2 + v_2^2\right] - mx_2\left[(u_1 + \alpha)^2 + v_1^2\right]}{\left[(u_1 + \alpha')^2 + v_1^2\right]\left[(1 + m\alpha')^2 + v_2^2\right]}$$

$$R^2 = 4\lambda^2 \frac{v_1^4 m^2(1 + m\alpha')^2 + v_2^4(u_1+\alpha)^2 + (u_1+\alpha')^2(1 + m\alpha)^2(mu_1-1)^2 - 2v_1^2v_2^2m(1+m\alpha')(u_1+\alpha)+}{}$$

$$\frac{2(u_1 + \alpha')(1 + m\alpha)(mu_1-1)\left[v_1^2m(1 + m\alpha') - v_2^2(u_1 + \alpha)\right]}{\left[(u_1 + \alpha)^2 + v_1^2\right]^2\left[(1 + m\alpha)^2 + v_2^2\right]^2}$$

$$J^2 = 4\lambda^2 \frac{v_1^2\left[(1+m\alpha')^2 + v_2^2\right]^2 + m^2v_2^2\left[(u_1+\alpha)^2 + v_1^2\right]^2 - 2v_1v_2m\left[(1+m\alpha)^2+v_2^2\right]\left[(u_1+\alpha')^2 + v_2^2\right]}{\left[(u_1 + \alpha')^2 + v_1^2\right]^2\left[(1 + m\alpha)^2 + v_2^2\right]^2}$$

$R^2 + J^2$ prend la forme symétrique :

$$R^2 + J^2 = 4\lambda^2 \frac{(mv_1 - v_2)^2 + (mu_1 - 1)^2}{\left[(u_1+\alpha)^2 + v_1^2\right]\left[(1 + m\alpha)^2 + v_2^2\right]}$$

Cette expression est valable quelle que soit la grandeur de $|X|$.

Passons à une première expression approchée de $R^2 + J^2$ en ne considérant que le cas des moyens ou faibles paramagnétismes. Par moyens ou faibles paramagnétismes nous entendons pour lesquels

$$|e|^2 << 1$$

En revenant aux notations e et x, on a

$$(u_1 + \alpha)^2 = (1 + \alpha + e'')^2 \sim (1 + \alpha)(1 + \alpha + 2e'')$$

$$(u_1 + \alpha)^2 + v_1^2 \sim (1 + \alpha)^2 + x_1^2 + 2(1 + \alpha)e'' + 2x_1 e'$$

d'où :

$$R^2 + J^2 = 4\alpha^2 \frac{(mx_1 - x_2 + me')^2 + (m - 1 + me'')^2}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]} \left\{ 1 - 2 \frac{(1+\alpha)e'' + x_1 e'}{(1+\alpha)^2 + x_1^2} \right\}$$

Nous pouvons, à partir de cette expression et sans rien supposer de plus pour e, envisager les différents cas

$x_1^2 << 1$	$x_2^2 << 1$
$x_1^2 << 1$	$x_2^2 >> 1$
$x_1^2 >> 1$	$x_2^2 << 1$
$x_1^2 >> 1$	$x_2^2 >> 1$

Ceci revient à fixer les domaines de variation des y. On a représenté fig. 8 la courbe de résonance à vide d'une cavité. Le coefficient de surtension à vide de la cavité est défini par

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_0}$$

On a d'autre part

$$y = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$$

soit

$$Qy = \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0}$$

Dans la partie hachurée $Qy \leq 1$, ailleurs $Qy > 1$.

Mais on peut lier les variations des x à celles de $|e|$, c'est-à-dire considérer les cas où

$$x \leq |e| \qquad \text{ou} \qquad x > |e|$$

Notre but étant de mettre au point un spectromètre sensible donc destiné à l'étude de faibles paramagnétismes, nous allons faire pour la suite l'approximation

$$|e|^2 \ll |e|$$

On a alors :

$$R^2 + J^2 = 4\alpha^2 \frac{(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]} +$$

$$8\alpha^2 \frac{\left[me'(mx_1 - x_2) + me''(m-1)\right]\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - \left[(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2\right]\left[(1+\alpha)e'' + x_1 e'\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2 \left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

On vérifie immédiatement que l'on retrouve bien l'expression 4S du chapitre I.

En définitive, nous dirons que dans le cas des faibles paramagnétismes, il parvient sur le cristal une puissance U.H.F. proportionnelle à S

$$S = U + VQk\chi' + WQk\chi''$$

avec

$$U = \alpha^2 \frac{(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

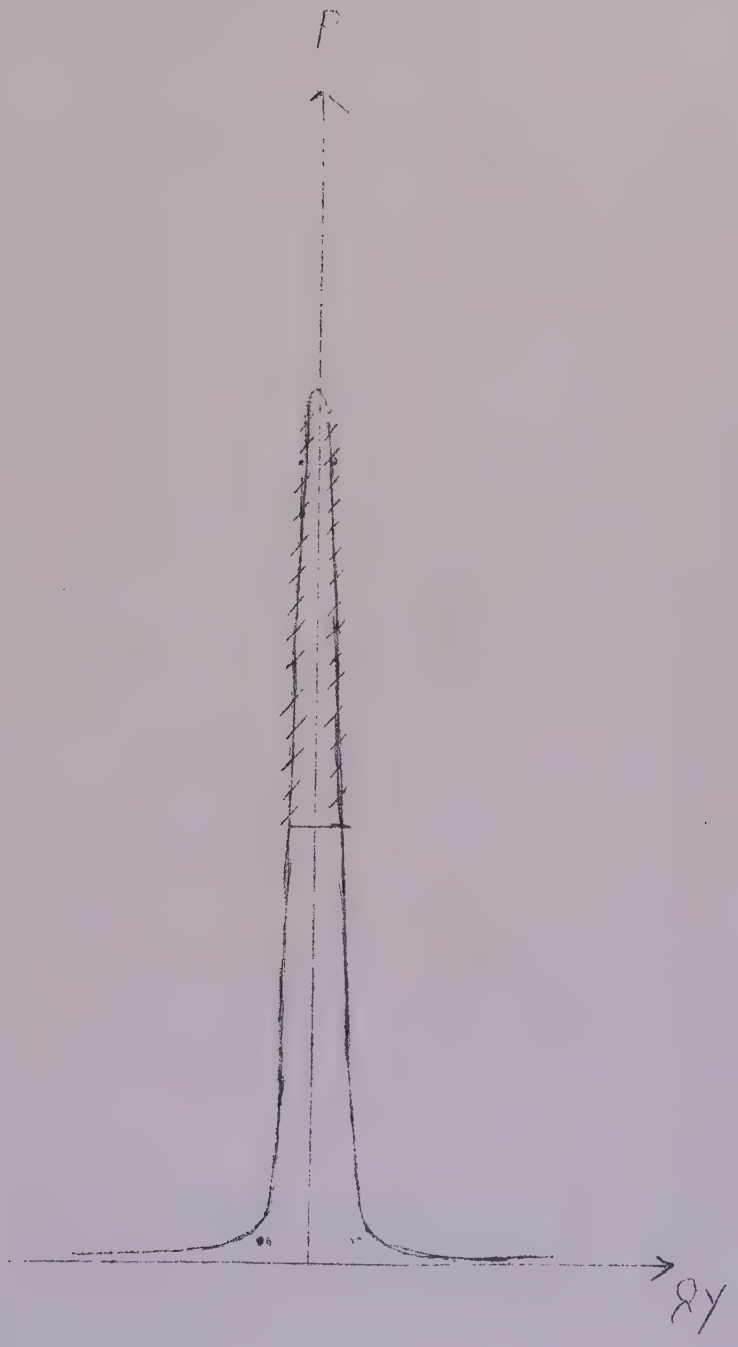


Figure 8

$$V = 2\alpha^2 \frac{m(mx_1 - x_2)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - x_1\left[(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2 \left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

$$W = 2\alpha^2 \frac{m(m-1)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - (1+\alpha)\left[(m-1)^2 + (mx_1 - x_2)^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2 \left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

2. - Spectromètre à cavités identiques

Faisons dans l'expression de S m = 1

$$U = \alpha^2 \frac{(x_1 - x_2)^2}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]\left[(1+\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

$$V = 2\alpha^2 \frac{(x_1 - x_2)\left[(1+\alpha)^2 + x_1 x_2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2 \left[(1+\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

$$W = 2\alpha^2 \frac{-(1+\alpha)(x_1 - x_2)^2}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]^2 \left[(1+\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

A. - Etude du point de vue de la dispersion

Nous avons vu, dans la discussion de la fin du chapitre 1, que le spectromètre idéal pour observer la dispersion serait celui pour lequel, pour certaines valeurs des variables ou des paramètres on aurait :

$$W = 0 \quad \text{et} \quad V \neq 0 \qquad U'_x = 0 \qquad U = 0$$

En toute rigueure U ne peut s'annuler que pour m = 1 ; par conséquent si le système idéal existe, c'est dans le cas des cavités identiques que l'on doit le rechercher.

Il s'agit tout d'abord de voir si la dispersion pure est observable ; il nous suffit pour cela de considérer les expressions de V et W : il est immédiat que si $x_1 - x_2$ est petit devant 1, suffisamment petit pour que l'on puisse négliger les infiniment petits d'ordre supérieur, alors S se réduit à V. D'emblée ce système apparaît comme le meilleur pour observer la dispersion. Nous allons préciser ces considérations . Pour cela revenons aux variables x et Δ .

$$U = \alpha^2 \frac{4\Delta^2}{\left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]\left[(1+\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]}$$

$$V = \alpha^2 \frac{4\Delta\left[(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]^2 \left[(1+\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]}$$

$$W = \alpha^2 \frac{-8(1+\alpha)\Delta^2}{\left[(1+\alpha)^2 + (x+\Delta)^2\right]^2 \left[(1+\alpha)^2 + (x-\Delta)^2\right]}$$

La dispersion est observable en des points où le rapport $p = \frac{W}{V}$ est petit.

Etudions donc les variations de p en fonction de l'unique variable dont nous disposons à savoir Δ , puisque x sert à annuler U'_x

$$p = \frac{-2(1+\alpha)\Delta}{(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2}$$

$$p'_\Delta = \frac{-2(1+\alpha)\left[(1+\alpha)^2 + x^2 + \Delta^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2\right]^2}$$

$$p''_{\Delta^2} = \frac{-4(1+\alpha)\Delta\left[3(1+\alpha)^2 + 3x^2 + \Delta^2\right]}{\left[(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2\right]^3}$$

La courbe $p(\Delta)$ admet l'origine pour centre de symétrie et pour point d'inflexion ; on peut dresser le tableau de variation suivant :

Δ	0		$\sqrt{(1+\alpha)^2 + x^2}$		$+\infty$
p'		$-$		$-$	0
p	0	↘	$-\infty$ $+\infty$	↘	0

D'après ce qu'on a vu au chapitre 1, U'_x s'annule dans tous les cas pour $x = 0$ et, pour certaines valeurs de Δ, pour $(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2 = 0$; or, lorsque cette dernière égalité est réalisée, $V = 0$. Nous ne retiendrons pour x que la valeur 0

$$p = \frac{-2(1+\alpha)\,\Delta}{(1+\alpha)^2 - \Delta^2}$$

Fig.9, $p(\Delta)$ est représenté pour cette valeur de x; p est faible, on le voit, pour Δ voisin de 0 et pour Δ grand (d'une façon précise pour $|\Delta| \gg 1+\alpha$).

Dans le premier cas

$$p \sim \frac{-2\Delta}{1+\alpha} \qquad V \sim \frac{4\alpha^2\,\Delta}{(1+\alpha)^4}$$

$$p \sim \frac{2(1+\alpha)}{\Delta} \qquad V \sim \frac{-4\alpha^2}{\Delta^3}$$

On peut donc observer la dispersion pour deux groupes de valeurs de Δ très différents. L'une de ces plages de valeurs s'impose-t-elle de préférence à l'autre ? Considérons le rapport $q = \frac{U}{V}$

$$q = \frac{\Delta\left[(1+\alpha)^2 + \Delta^2\right]}{(1+\alpha)^2 - \Delta^2}$$

Ce rapport est petit pour Δ petit ; il est grand pour Δ grand. Par conséquent on observe au mieux la dispersion pour les valeurs faibles de Δ Pour ces valeurs

$$V'_\alpha = \frac{8\alpha(1-\alpha)}{(1+\alpha)^5}$$

$V(\alpha)$ est maximum pour $\alpha = 1$; alors $p \sim |\Delta|$

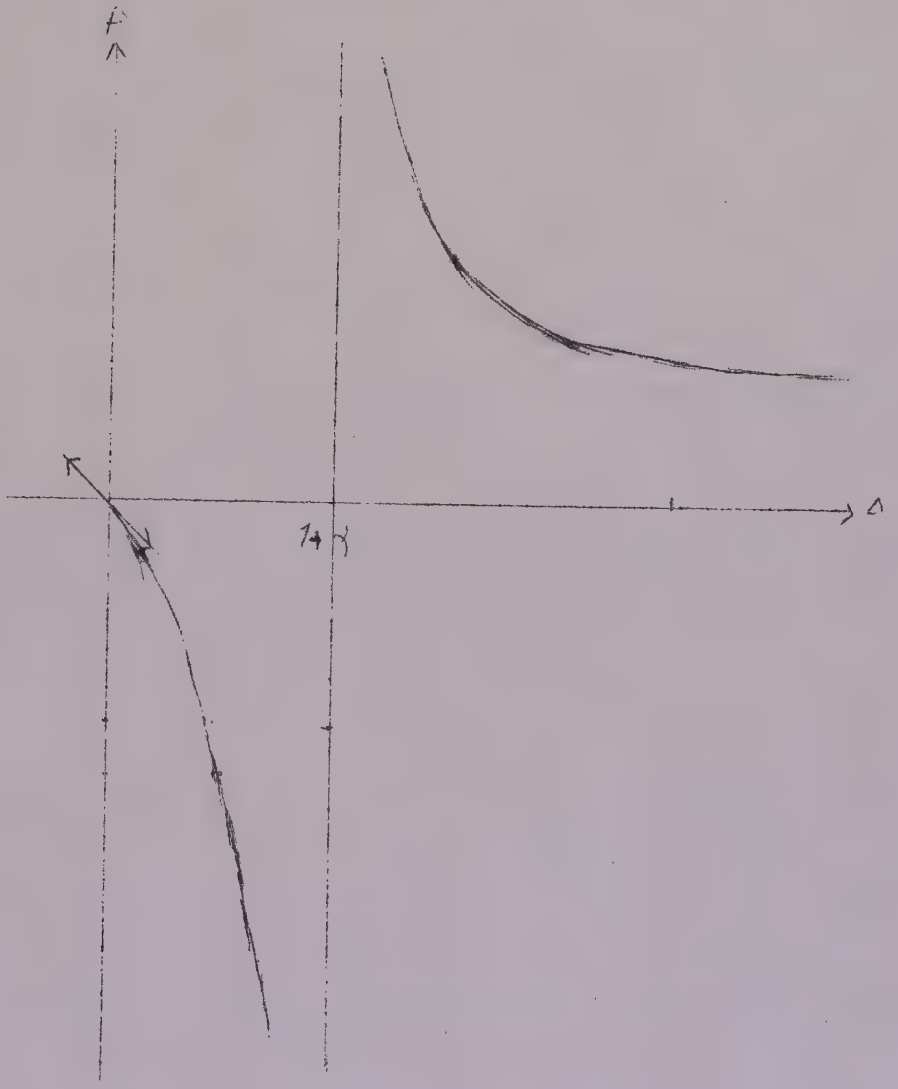


Figure 9

B. - Etude du point de vue de l'absorption

On peut, avec le système à deux cavités, observer l'absorption pour

$$(1+\alpha)^2 + x^2 - \Delta^2 = 0 \qquad \text{ou} \qquad (1+\alpha)^2 + x_1 x_2 = 0$$

Pour ces valeurs de x et Δ ou x_1 et x_2 on a $U'_x = 0$; considérons les valeurs du rapport $q = \frac{U}{W}$ en fonction de x_1 et x_2 lorsque l'on observe l'absorption

$$U = \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2}$$

$$W = \frac{-2\alpha^2}{(1+\alpha)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]} \qquad W = \frac{-\alpha^2 x_2^2}{(1+\alpha)^3\left[(1+\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

$|W|$ est une fonction croissante de x_2 et une fonction décroissante de x_1 : on observe au mieux l'absorption pour x_1 petit et x_2 grand ($|x| = |\Delta| = \infty$) dans ces conditions

$$W \to \frac{-2\alpha^2}{(1+\alpha)^3}$$

W est fonction croissante de α maximum pour $\alpha = 2$; pour $\alpha = 1$

$$W = -\frac{1}{4} \qquad U = \frac{1}{4} \qquad q = \frac{1+\alpha}{2} = 1$$

Pour le système classique à une cavité

$$W = \frac{12}{125} \qquad U = \frac{9}{100} \qquad q = \frac{15}{16}$$

en prenant pour α la valeur du couplage optimum $\alpha = 2 - \sqrt{3}$.

C. - Conclusions

L'emploi, dans un spectromètre, d'un pont U.H.F. à cavités identiques constitue donc, du point de vue de la dispersion, l'appareillage garantissant la meilleure sensibilité ; lorsque les cavités sont adaptées au guide, il parvient au cristal détecteur une puissance U.H.F. égale à

$$P = 4 r_{13}^2 r_{14}^2 P \Delta Q k \chi'$$

Δ étant un infiniment petit ; cette puissance étant très faible il serait nécessaire d'utiliser un détecteur superhétérodyne.
Du point de vue de l'absorption, le système à deux cavités améliore la sensibilité d'un facteur 2 environ.

Remarque : cas où $x_1 = x_2 = 0$

$$V = 0 \qquad W = 2\alpha^2 \frac{m - 1}{(1+\alpha)^3(1 + m\alpha)}$$

$$U = \alpha^2 \frac{(m - 1)^2}{(1 +\alpha)^2(1 + m\alpha)^2}$$

Si m est très voisin de 1 de telle façon que l'on puisse négliger $(m - 1)^2$ devant $(m - 1)$, alors on est dans les meilleures conditions pour observer l'absorption ; ici encore il faudra utiliser un détecteur superhétérodyne. Ce cas n'est pas sans analogie avec le précédent.

3. - Cas général

Pour détecter la dispersion dans le système précédent nous sommes obliger d'avoir recours à un détecteur superhétérodyne ; le problème que nous nous proposons de résoudre est celui de savoir s'il existe au moins une valeur de m permettant d'observer dans les meilleurs conditions la dispersion, la puissance du signal étant suffisante pour détecter avec un simple cristal. Ceci revient à voir si le système

$$U'_x = 0 \qquad W = 0$$

admet des solutions.

Exprimons u' en fonction de x_1 et x_2 ; il vient

$$u' = \left[(1+\alpha)^2+x_1^2\right]\left[(1+m\alpha)^2+x_2^2\right]2(mx_1-x_2)(m-1) - \left[(m-1)^2+ (mx_1-x_2)^2\right]\left\{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]2x_2+ \left[(1+m\alpha)^2+ x_2^2\right]2x_1\right\}$$

La condition W = 0 s'écrit

$$m(m-1)\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right] - (1+\alpha)\left[(m-1)^2 + (mx_1-x_2)^2\right] = 0$$

à condition que $m \geq 1$; le système s'écrit

$$mx_2x_1^2 - mx_1\alpha\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right] + x_2(1+\alpha)\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2 + m(1+\alpha)\right] = 0$$

$$m(1+m\alpha)x_1^2 + 2mx_1x_2(1+\alpha) + x_2^2(1+\alpha) - (m-1)(1+\alpha)(m\alpha+1) = 0$$

Lorsque W = 0 on a

$$V = \frac{2m\alpha^2}{1+\alpha} \cdot \frac{x_1(1+m\alpha) - x_2(1+\alpha)}{\left[(1+\alpha)^2 + x_1^2\right]\left[(1+m\alpha)^2 + x_2^2\right]}$$

Donnons à m et à α une série de valeurs numériques en considérant d'abord le cas de cavités sous couplées puis le cas de cavités sur-couplées. Dans chaque cas nous avons à résoudre le système en x_1 et x_2 puis à calculer V. Notons que si le système admet la solution $x_1 = a$ $x_2 = b$, il admet également la solution $x_1 = -a$ $x_2 = -b$.

$$\underline{m = 3}$$

$$3x_2x_1^2 - 3x_1\alpha\left[(1+3\alpha)^2 + x_2^2\right] + x_2(1+\alpha)\left[(1+3\alpha)^2 + x_2^2 + 3(1+\alpha)\right] = 0$$

$$3(1+3\alpha)x_1^2 + 6x_1x_2(1+\alpha) + x_2^2(1+\alpha) - 2(1+\alpha)(3\alpha+1) = 0$$

$\alpha = \frac{1}{3}$

$$9x_2x_1^2 - 3x_1(x_2^2+4) + 4x_2(x_2^2+8) = 0$$

$$9x_1^2 + 12x_1x_2 + 2x_2^2 - 16 = 0$$

On a

$$x_1 = \frac{x_2^2 + 4 \pm (16-112x_2^2-15x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{6x_2} \qquad x_1 = \frac{-2x_2 \pm (8+2x_2^2)^{\frac{1}{2}}}{3}$$

$x_2 > 0$

On doit réaliser l'égalité

$$\frac{(8+2x_2^2)^{\frac{1}{2}} - 2x_2}{3} = \frac{x_2^2+4 \quad (16-112x_2^2-15x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{6x_2}$$

soit

$$2x_2(8+2x_2^2)^{\frac{1}{2}} = 5x_2^2+4 \leftarrow (16-112x_2^2-15x_2^4)^{\frac{1}{2}}$$

Le système admet une solution au plus dans l'intervalle de variation de x_2 ; on trouve

$x_1 \# \frac{3}{4}$ $\qquad$ $x_2 \# \frac{1}{4}$ $\qquad$ $V \# 0,04$

$x_2 < 0$

Les solutions sont

$x_1 \# -\frac{3}{4}$ $\qquad$ $x_2 \# -\frac{1}{4}$ $\qquad$ $V \# -0,06$

$\lambda = \frac{1}{4}$

On a

$$192x_2x_1^2-3x_1(16x_2^2+49)+5x_2(16x_2^2+109) = 0$$

$$42x_1^2+60x_1x_2+10x_2^2-35 = 0$$

soit

$$\frac{-30x_2+ \quad 30(16x_2^2+49)^{\frac{1}{2}}}{42} = \frac{16x_2^2+49-49(1-22,45x_2^2-3,28x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{128x_2}$$

On obtient

$$x_1 \neq \pm 0{,}8 \qquad x_2 \neq \pm \frac{1}{16} \qquad V \neq \pm 0{,}05$$

m = 2

$$2x_2x_1^2 - 2x_1\alpha\left[(1+2\alpha)^2\right] + x_2(1+\alpha)\left[(1+2\alpha)^2 + x_2^2 + 2(1+\alpha)\right] = 0$$

$$2(1+2\alpha)x_1^2 + 4x_1x_2(1+\alpha) + x_2^2(1+\alpha) - (1+\alpha)(2\alpha+1) = 0$$

$\alpha = \frac{1}{2}$

$$4x_2x_1^2 - 2x_1\left[x_2^2+4\right] + 3x_2\left[x_2^2+7\right] = 0$$

$$8x_1^2 + 12x_1x_2 + 3x_2^2 - 6 = 0$$

Il vient

$$x_1 = \frac{4+x_2^2 \pm (16-76x_2^2-11x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{4x_2}$$

$$x_1 = \frac{-3x_2 \pm (3x_2^2+12)^{\frac{1}{2}}}{4}$$

soit

$$-4(1-4{,}75x_2^2-0{,}68x_2^4)^{\frac{1}{2}} = x_2(3x_2^2+12)^{\frac{1}{2}} - 4x_2^2$$

Le premier membre est défini dans l'intervalle $0 < |x_2| < 0{,}45$.
Le second membre admet un maximum pour $x_2 = 0{,}19$. Pour x_2 positif, le système admet au plus une solution.

Il vient

$$x_1 \neq \pm 0{,}65 \qquad x_2 \neq \pm 0{,}22 \qquad V \neq \pm 0{,}04$$

$\lambda = \frac{1}{3}$

$$27x_2x_1^2 - x_1\left[9x_2^2+25\right] + 2x_2\left[9x_2^2+49\right] = 0$$

$$9x_1^2 + 24 - x_2x_1 + 6x_2^2 - 10 = 0$$

$$x_1 = \frac{9x_2^2 + 25 - 25(1-16{,}21x_2^2 - 2{,}98x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{54x_2}$$

$$x_1 = \frac{-4x_2 + (10x_2^2 + 10)^{\frac{1}{2}}}{3}$$

On trouve

$x_1 \neq \pm 0{,}81$ $\quad x_2 \neq \pm 0{,}18$ $\quad V \neq \pm 0{,}05$

$m = \frac{3}{2}$ $\quad \lambda = \frac{2}{3}$

$$9x_2x_1^2 - 6x_1\left[x_2^2+4\right] + 5x_2\left[7+2x_2^2\right] = 0$$

$$9x_1^2 + 15x_1x_2 + 5x_2^2 - 5 = 0$$

$$x_1 = \frac{4+x_2^2-4(1-1{,}168x_2^2 - 0{,}56x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{3x_2}$$

$$x_1 = \frac{-5x_2 + (20x_2^2 + 5)}{6}$$

On trouve

$x_1 \# \pm 0,25$ $\quad x_2 \# \pm 0,17$ $\quad V \# \pm 0,004$

$\underline{m = 2 \quad \alpha = 1}$

$$x_2 x_1^2 - x_1 \left[x_2^2+9\right] + x_2 \left[x_2^2+13\right] = 0$$

$$3x_1^2+4x_1x_2+x_2^2-3 = 0$$

$$x_1 = \frac{x_2^2+9-9(1-0,41x_2^2-0,05x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{2x_2}$$

$$x_1 = \frac{-2x_2+(x_2^2+3)^{\frac{1}{2}}}{3}$$

soit

$x_1 \# \pm 0,4$ $\quad x_2 \# \pm 0,3$ $\quad V \# \pm 0,03$

$\underline{m = 2 \quad \alpha = \frac{3}{4}}$

$$32x_2x_1^2 - 6x_1\left[x_2^2+25\right] + 7x_2\left[4x_2^2+39\right] = 0$$

$$40x_1^2+56x_1x_2+14x_2^2-35 = 0$$

$$x_1 = \frac{3(25+x_2^2) - 75(1-1,47x_2^2-0,16x_2^4)^{\frac{1}{2}}}{32x_2}$$

$$x_1 = \frac{-14+(56x_2^2+350)^{\frac{1}{2}}}{20}$$

Il vient :

$x_1 \neq 0,22$ $\qquad$ $x_2 \neq 0,12$ $\qquad$ $V \neq 0,03$

Ces calculs tendent à montrer que l'on a pas intérêt à retenir pour m des valeurs trop voisines de 1 d'une part, et d'autre part que l'on doit éviter de sur-coupler les cavités. Les cas favorables semblent être ceux pour lesquels

$\frac{1}{2} > \lambda > \frac{1}{3}$ $\qquad$ et $\qquad$ $2 < m < 3$

Pour de telles valeurs de m et λ, V est voisin de 0,07. Il se pose tout d'abord la question de savoir si la détection par simple cristal est possible ? Cela revient à considérer les valeurs que U peut prendre ; revenons au cas du spectromètre à une seule cavité ; lorsque l'on observe l'absorption, on calcule que pour $\lambda \neq \frac{1}{4}$, U = 0,09 et cette valeur de U permet de détecter sans avoir recours au superhétérodyne. Lorsque l'on observe la dispersion dans le cas m = 3 , $\lambda = \frac{1}{3}$ on calcule que U = 0,09 et dans le cas m = 2 $\lambda = \frac{1}{2}$ que $U \neq 0,05$, par conséquent pas de difficulté. Reste à comparer nos valeurs de V et U aux valeurs de V et U obtenues dans le système à une seule cavité lorsque l'on observe la dispersion ; pour ce système

$V \neq 0,07$ $\qquad$ $U \neq 0,15$

Si V a sensiblement la même valeur que dans l'appareillage à deux cavités, par contre U est nettement plus grand et ceci a pour effet d'augmenter le bruit du cristal comme on l'a vu. Le système à deux cavités est certainement plus sensible que le système à une cavité. Il s'agit de le vérifier expérimentalement.

CHAPITRE III

REALISATION ET ETUDE D'UN SPECTROMETRE A DEUX CAVITES

1. - Réalisation du pont à deux cavités

Nous avons réalisé deux couples de cavités soient deux cavités identiques et deux cavités ne différant que par le couplage. Ces cavités sont cylindriques et résonnent sur le mode TE_{011}.

A. - La construction des cavités

D. et L étant respectivement le diamètre et la hauteur d'une cavité cylindrique, les longueurs d'onde de résonance sont données par la relation

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left(\frac{x_{1m}}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{n}{2L}\right)^2$$

dans laquelle x_{1m} est pour les modes TE_{1mn} la $m^{ème}$ racine de $J'(x) = 0$, $J(x)$ fonction de Bessel. Pour un mode TE_{011}

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left(\frac{3,832}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{1}{2L}\right)^2$$

λ est la longueur d'onde à laquelle travaille le klystron. Le rapport $\frac{D}{L}$ est déterminé par le fait que nous voulons que Q soit maximum à la fréquence de résonance ; on sait que ce résultat est obtenu lorsque la cavité est carrée, c'est-à-dire lorsque D = L. Nous travaillons à une fréquence voisine de 9.100 MC, fréquence pour laquelle le klystron 2K25 que nous utilisons délivré le maximum de puissance, on trouve

$$D = 43,5 \text{ mm}$$

La réalisation pratique des cavités consistait donc en la construction de 4 cavités deux à deux identiques mécaniquement, tous de couplage exceptés, de diamètre intérieur D = 43,5 mm. Nous donnons fig.10 le croquis d'une des deux cavités identiques. Rendre rigoureusement identique deux cavités est une opération mécanique très délicate. Plus particulièrement nous nous sommes attachés à rendre aussi voisins que possible les diamètres intérieurs des cavités en alèsant d'un seul coup les deux corps des cavités, à éviter que la soudure du guide à la cavité ne la déforme en effectuant cette opération avant usinage complet des cavités, à faire en sorte que le piston reste bien parallèle au fond en réalisant un guidage métal sur métal sur une grande distance et sur un grand diamètre . Les cavités sont en laiton ; l'intérieur des cavités est argenté afin d'augmenter le coefficient de surtension. Aux deux cavités identiques, nous avons donnés aux trous de couplage un diamètre de 0,75 mm. Dans le couple des cavités non identiques, la cavité placée dans l'entre-fer de l'électroaimant a un trou de couplage de 0,75 mm, l'autre cavité a un trou de couplage dont le diamètre est voisin de 9 mm. mais que l'on peut réduire au moyen d'écrans percés de trous de diamètres inférieurs que l'on place entre guide et cavité.

B. Le pont en fonctionnement

Nous avons représenté fig. II le schéma du pont qui est également celui de la partie U.H.F. du spectromètre; on trouve un klystron, un fréquencemètre, un atténuateur, le té qui porte les deux cavités et le cristal détecteur ; le cristal est suivit d'un préamplificateur à transistor de gain 10 environ qui conduit le signal aux plaques de déflexion verticales d'un oscillographe CRC. La tension du réflecteur du klystron est modulée par une tension en dent de scie laquelle tension est appliquée aux plaques de déflexion horizontales de l'oscillographe. Il apparait sur l'écran les courbes de la figure 12 ; on retrouve les résultats du chapitre 1.

Ce montage nous permet également de faire sur les cavités les mesures de λ et de Q. Remplaçons l'une des cavités par une charge adaptée; il parvient au cristal une puissance proportionnelle à :

$$\frac{(1-\lambda)^2 + 4Q^2y^2}{(1+\lambda)^2 + 4Q^2y^2}$$

Si l'on suppose qu'en dehors de la résonance parvient au cristal détecteur la puissance unité (obtenue pour Qy grand), à la résonance le cristal reçoit une puissance ăgale à

$$\left(\frac{1-\lambda}{1+\lambda}\right)^2$$

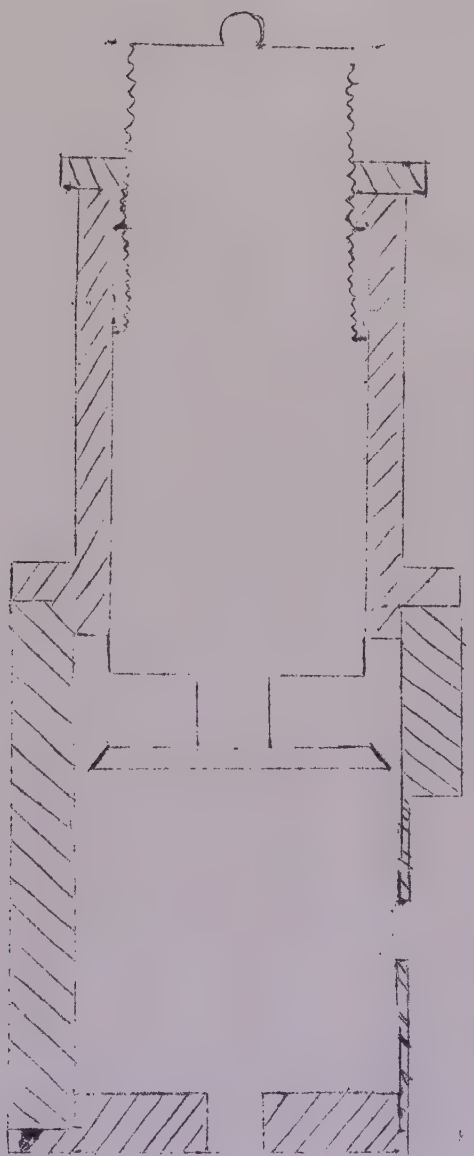


Fig.10 - Croquis d'une cavité

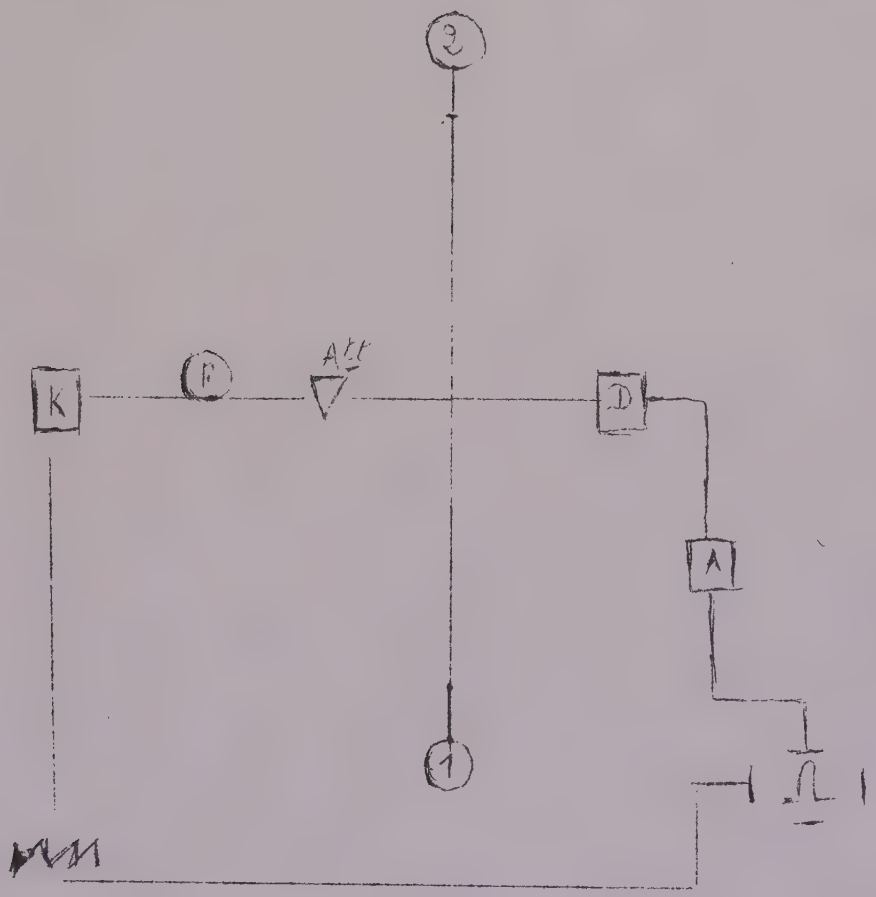


Fig. II - Schéma du pont

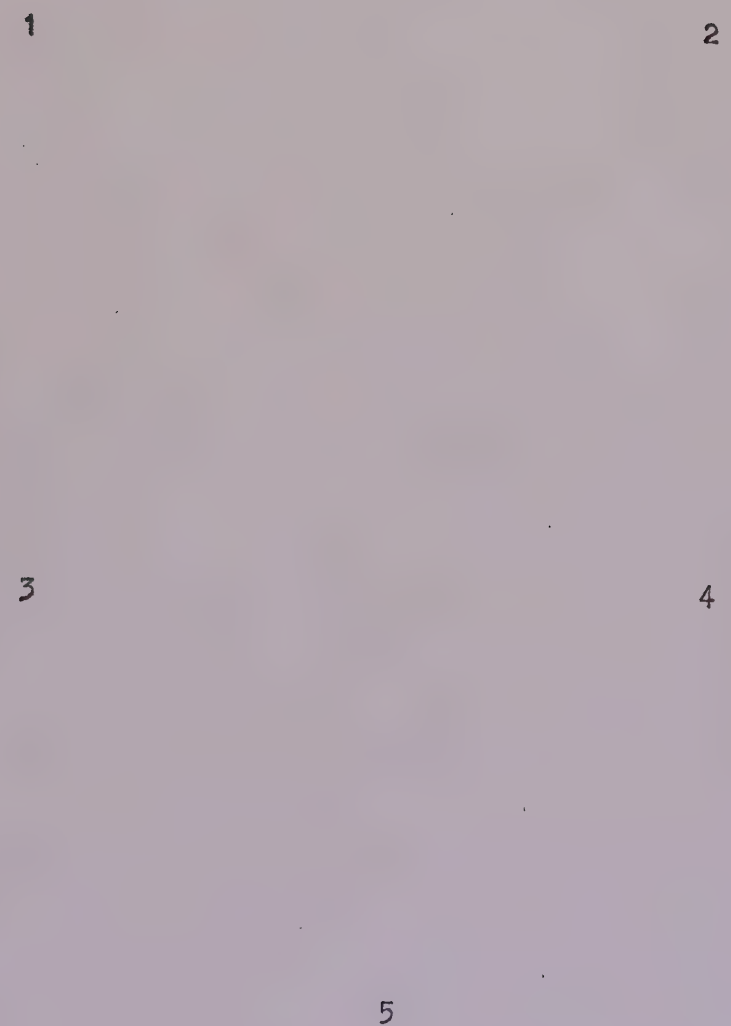


Fig. 12 a

Pont à Cavités identiques

De 1 à 5 on passe de l'accord complet au désaccord des cavités.

1

2

3

4

5

6

Fig.12b

Pont à cavités non identiques

De 1 à 6 les différents aspects du pont pour $x_2 < x_1$ $x_2 = x_1$ $x_2 > x_1$

Ceci nous permet de déterminer β . Pour déterminer Q introduisons le coefficient de surtension en charge Q_L dans l'expression de la puissance; l'expression ci-dessus s'écrit

$$\frac{\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^2 + Q_L^2\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}{1 + Q_L^2\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

puisque

$$Q = Q_L(1+\beta)$$

On vérifie aisément sur l'expression précédente que les points en lesquels

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$$

sont les points à mi-hauteur de la courbe d'absorption. Connaissant Q_L on détermine aisément Q.

II. - Réalisation du spectromètre

A. - Principe de l'expérience de résonance paramagnétique

Il y a résonance paramagnétique lorsque l'on soumet un corps paramagnétique, c'est-à-dire porteur d'un moment magnétique permanent $\vec{\mu}$ à deux champs magnétiques

- l'un continu H
- l'autre alternatif H_1 de fréquence

H_1 étant perpendiculaire à H et ν étant liée à H par la relation

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} H \qquad (1)$$

où γ désigne le rapport gyromagnétique de la substance paramagnétique. La fréquence du champ alternatif est donc proportionnelle à l'intensité du champ continu appliqué. Très souvent on a

$$\nu = 3H$$

ν étant exprimé en MC et H en gauss. Dans notre appareillage nous utiliserons des champs H intenses de plusieurs milliers de gauss. ν est alors de l'ordre de grandeur des fréquences des ondes centimétriques. H est produit par un électro-aimant. H_1 est produit par une cavité résonante accordée sur la fréquence ν . La substance paramagnétique est placée suivant l'axe de la cavité, ventre de champ magnétique et noeud de champ électrique. Comme on l'a vu, la résonance paramagnétique se traduit par une variation du coefficient de surtension et par une variation de la fréquence de résonance de la cavité

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = k\chi'' \qquad \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{k}{2}\chi'$$

Si la fréquence ν est fixée, la relation (1) est vérifiée pour une valeur H_o de H et les courbes donnant $\Delta\nu$ et ΔQ en fonction de H sont les courbes de résonance paramagnétique : $\Delta\nu$ est proportionnelle à la dispersion et ΔQ à l'absorption paramagnétique du corps étudié. On peut enregistrer ces courbes à l'oscillographe cathodique. Pour cela on superpose au champ continu H_o un champ magnétique alternatif de basse fréquence parallèle à H_o et d'amplitude suffisante pour couvrir la courbe de résonance : ce champ est dit champ de balayage. L'absorption et la dispersion produisent un signal de basse fréquence que l'on applique après amplification aux plaques de déflexion verticale d'un oscillographe. On envoie sur les plaques de déflexion horizontale un signal proportionnel au champ alternatif de balayage.

B. - Le spectromètre réalisé

L'appareillage comprend deux parties distinctes :

- Le générateur du champ magnétique H_1 et l'appareillage de détection.
- Les générateurs du champ magnétique H

La première partie n'est rien d'autre que l'appareillage du pont H.H.F. auquel on a ajouté un milliampèremètre. Le champ continu est produit par un électro-aimant Varian. Le champ magnétique de balayage est engendré par deux bobines coiffant les pièces polaire de l'électro-aimant et parcourues par un courant alternatif. Un déphaseur permet de faire varier le déphasage entre le signal et le champ de balayage.
Nous n'insisterons pas sur la réalisation pratique de l'ensemble du spectromètre qui est chose classique. Le schéma est représenté fig.13.

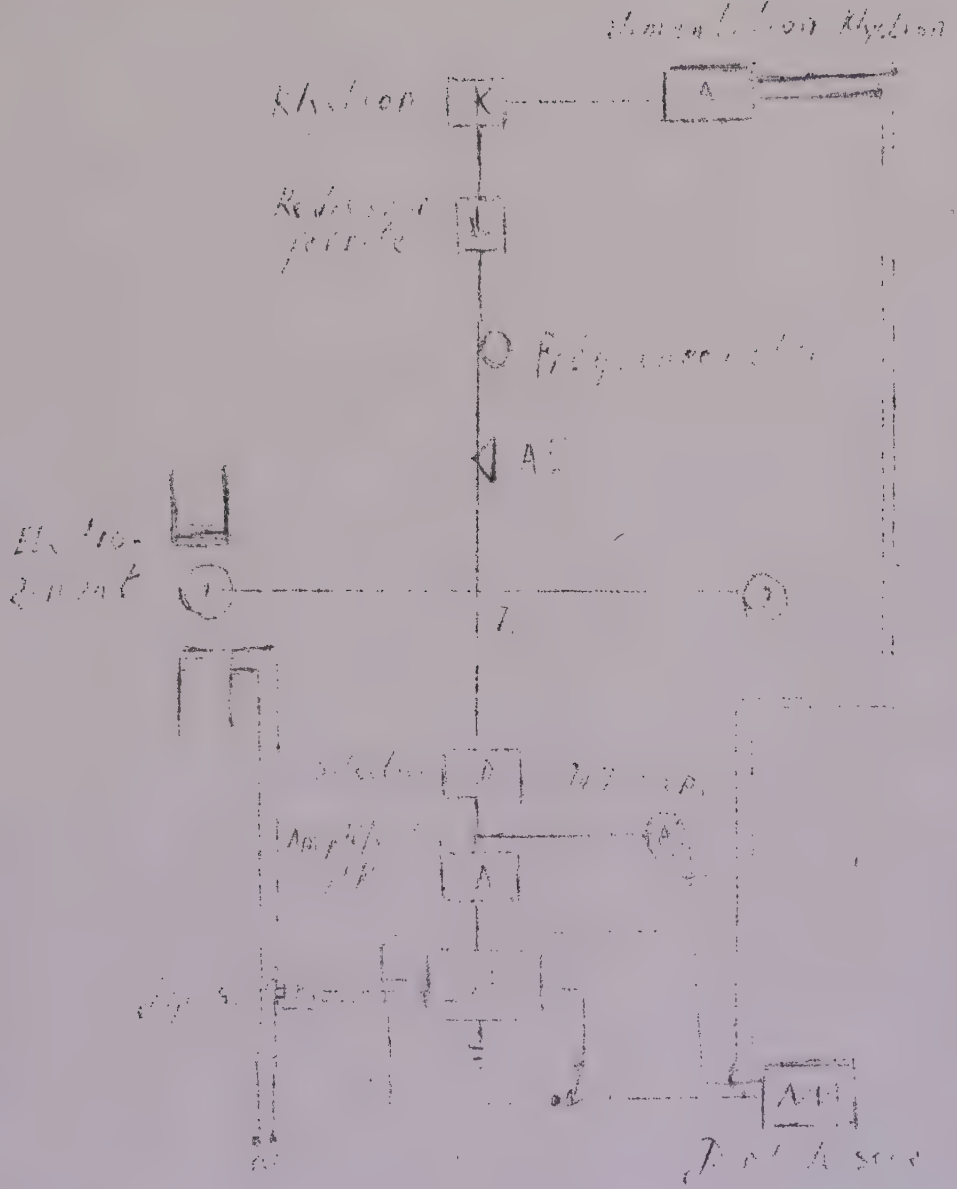


Fig. 13 : Schéma du spectromètre

III. - Les performances du spectromètre

Les expériences qui suivent ont été faites en utilisant la même quantité de DPPH.

A. Spectromètre à cavités identiques.

Nous avons tenu avant tout à vérifier expérimentalement qu'avec un système à deux cavités identiques on pouvait observer la dispersion. Nous nous sommes pour cela servis du couples des deux cavités identiques précédemment décrites, cavités en laiton rappelons-le. Ces cavités admettent pour courbe de résonance la courbe de la fig. 14.1 : on y lit un coefficient de couplage voisin de $\frac{3}{}$. Comme nous ne disposions pas d'un détecteur superhétérodyne, nous avons, pour réaliser malgré tout notre expérience, déséquilibré légèrement le pont afin que le cristal reçoive la puissance de polarisation nécessaire. La dispersion observée est représentée fig. 14.2. En regard, fig. 14.3., figure la dispersion que l'on peut voir avec un système a une seule cavité et ceci pour des valeurs optima de Q (cavité argentée) et de α : le gain en sensibilité est évident et cependant, dans le système a 2 cavités, nous ne travaillions pas dans les conditions les meilleures. Nous avons vérifié que la dispersion était visible pour $|x_1 - x_2|$ petit : la photo. 14.2 a été prise lorsque le pont était en position 12a.2. On a vérifié en outre que l'absorption était observable pour les valeurs calculées de x_1 et x_2.

B. - Spectromètre a cavités non identiques

Les cavités ont pour coefficients de couplage respectivement $\frac{1}{2}$ pour la cavité 1 (fig. 15.1) et 1 pour la cavité 2 (fig.15.2). La dispersion observée est reproduite fig. 15.3 au minimum des courbes reproduites fig. 12b.1 et 12b.6 (qui sont en positions symétriques par rapport à la fréquence du klystron). Comme prévu nous observons, aux positions calculées, un phénomène où le bruit est considérablement réduit. Ayant opéré dans les mêmes conditions, d'amplification, de puissance etc..., nous constatons que les signaux fig. 14.3 et fig.15.3 ont sensiblement même grandeur ce qui confirme encore la théorie.

Bien que nous ne l'ayons pas étudié théoriquement, nous avons observé l'absorption aux maxima des courbes fig. 12b. et ceci, semble-t-il, dans de meilleures conditions que dans le système a une seule cavité, les reproductions fig. 16.1 pour le système à 2 cavités et fig. 16.2 pour le système à 1 cavité en témoignent.

1

2

3

Fig. 14

1

2

3

Fig. 15

1

2

Fig. 16

CONCLUSION

Il est indéniable que le système en part à deux cavités permet une meilleure observation de la dispersion. Entre le système à deux cavités identiques et le système à deux cavités non identiques nous préfèrerons le premier comme présentant de meilleures performances : pour s'en rendre compte, il suffit d'observer les photos fig. 14.2 et fig. 15.3 qui ont été prises avec la même quantité de DPPH. D'autre part le système à deux cavités identiques permet de travailler à faible puissance en détectant avec l'aide d'un superhétérodyne ou à forte puissance en détectant par simple cristal. Dans ce dernier cas le système a deux cavités identiques se révèle être l'instrument permettant l'étude de la dispersion à la saturation. Comme un système identique n'est jamais du point de vue physique que presque identique, on doit pouvoir avec ce système, lorsque les 2 cavités sont accordées sur la même fréquence, observer l'absorption (chapitre 2) que nous pouvons saturer ou non. Le système en part à deux cavités identiques va donc nous permettre une étude, à la saturation, de l'absorption aussi bien que de la dispersion.

APPENDICE

Je remercie vivement tous ceux qui m'ont aidé dans ce travail, plus particulièrement Monsieur UEBERSFELD sous la direction duquel s'est faite cette étude, Messieurs CHATELET, DUFFIEUX et MESNAGE qui animent le 3e Cycle de BESANCON (section Physique) sans oublier ceux qui, au Laboratoire de Monsieur UEBERSFELD ou à l'atelier de l'Institut de Chronométrie ont participé à la réalisation de l'appareil. Je tiens à remercier également le personnel du Secrétariat pour l'aide qu'il m'a apporté.